

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»  
(НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)**

**Физический факультет**

**Выпускная квалификационная бакалаврская работа**

**Кафедра физики плазмы**

**Попов Владимир Андреевич**

**Теоретическая модель плавления и парового экранирования вольфрама при  
импульсных тепловых нагрузках**

**Научный руководитель:**

**к.ф.-м.н. Аракчеев Алексей Сергеевич**

**Новосибирск – 2016 год**

## Оглавление

Оглавление .....	2
Введение.....	3
Описание модели.....	5
Математические приближения .....	5
Параметры вольфрама .....	7
Численная реализация .....	9
Торможение электронного пучка .....	11
Торможение плазменного потока.....	13
Расчёты .....	14
Расчёт единичного нагрева .....	14
Сравнение облучения плазмой и электронным пучком.....	15
Перегрев под поверхностью.....	17
Итоги.....	20
Список литературы .....	21

## Введение

Современные системы магнитного удержания плазмы подразумевают наличие контакта периферийной плазмы со стенкой. При этом в термоядерной плазме потоки мощности на поверхность оказываются достаточно велики [1], чтобы существенно влиять на материалы стенки. В случае же развития плазменных неустойчивостей находящиеся в контакте поверхности могут принимают значительную долю энергии удерживаемой плазмы, на несколько порядков превосходящую потоки энергии в стационарном режиме [2]. Это может приводить к разрушению первой стенки.

Основными путями разрушения стенки являются следующие. При слабом подогреве материал просто расширяется, что накладывает требования на конструкции под ним. При достаточном нагреве вольфрам разогревается до температуры вязко-хрупкого перехода и начинает деформироваться необратимо. В таком случае при остывании он может трескаться. При дальнейшем увеличении потока тепла вольфрам начинает очищаться от оксидов и захваченных газов. Затем наступает плавление. С этого момента поведение изучено уже недостаточно. Известно, что при температуре плавления начинается быстрый рост интенсивности испарения. Ожидается также движение расплава вдоль поверхности. Предположительно, газ при расширении будет конденсироваться в капли, а также ионизироваться. Также наблюдаются недостаточно изученные неустойчивости, при которых жидкость будет срываться с поверхности.

Для понимания процессов, предполагаемых на будущих установках, производится моделирование на существующих. За неимением возможности моделировать одновременно всё исследователи моделируют воздействия отдельно: нагревают, облучают нейтронами [3], водородом [4]

и гелием [5]. Существуют три распространённых способа эмуляции теплового потока предполагаемого термоядерного реактора: лазером [6], плазмой [7] и электронным пучком [8]. Каждый из них имеет свои носители энергии, которые по-разному взаимодействуют с веществом. Все они не в полной мере соответствуют тем воздействиям, которые будут происходить в термоядерных реакторах. В связи с этим представляет интерес теоретическое описание воздействия различных источников для их сравнения и понимания границ применимости обобщений результатов, полученных на экспериментальных стендах. В представленной работе произведено моделирование нагрева электронным пучком и плазмой в современных моделирующих установках и последующее сравнение.

## Описание модели

### Математические приближения

Одними из наиболее важных характеристик процесса взаимодействия плазмы со стенкой, а также пучков, её моделирующих, являются температура поверхности, глубина жидкости и толщина пара над поверхностью. Если нагревается достаточно большая площадь поверхности, то распределение температуры будет не зависящим от координат в плоскости поверхности. Возможно, после образования достаточно толстого слоя жидкости начнут играть роль неустойчивости, но по крайней мере до этого момента можно считать жидкость неподвижной и однородной в плоскостях, параллельных поверхности. Это предположение допустимо при исследовании процессов в центре пучка при малой глубине прогрева по сравнению с толщиной пучка. Тогда времена продольных изменений меньше поперечных, и последними можно пренебречь с точностью до отношения глубины прогрева к радиусу. Но и этого ещё недостаточно для успешного описания процессов взаимодействия пристеночной плазмы со стенкой. Плазма современных установок, предполагаемых реакторов, электронные и фотонные пучки по-разному взаимодействуют с газом. Если до плавления материала это часто бывает не существенно, то для температур выше это быстро приобретает важное, а при дальнейшем увеличении температуры и ключевое значение. В названом выше предположении однородности по координате мы можем записать уравнение теплопроводности в виде

$$C(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \chi(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + P, \quad (1)$$

где  $x$  – направлена вглубь материала и за ноль взята поверхность в начальный момент времени,  $\chi$  – теплопроводность,  $C$  – теплоёмкость. За  $P$

обозначена объёмная мощность прогрева облучением, которое обращается в 0 на некоторой глубине, разной для разных способов прогрева, но всегда достаточно небольшой (5 мкм для электронного пучка ГОЛ-3 в вольфраме, несколько миллиметров для предполагаемых электронов с энергией 10 МэВ [9, 10]). А кроме того, мощность зависит помимо времени и координат от процессов, происходящих над поверхностью. Здесь не учитывается зависимость теплопереноса от давления (поскольку давление много меньше критического  $\sim 10^9$  Па [11]), не учитывается влияние возможных трещин или пузырьков, появившихся, к примеру, в результате кипения. Время нагревания полагается достаточно большим, чтобы температура электронов успевала выравниваться с температурой ионов в материале и их можно было бы не различать. Уравнение (1) выполняется всюду, кроме точки фазового перехода. Там вместо него пишется система уравнений (2), описывающая непрерывность потока энергии:

$$\begin{cases} T(s(t), t) = T_{\text{melting}} \\ \frac{\partial s}{\partial t} = -\frac{1}{L_{\text{melting}}} \left( \chi(T) \frac{\partial T}{\partial x}(s(t) + 0, t) - \chi(T) \frac{\partial T}{\partial x}(s(t) - 0, t) \right), \end{cases} \quad (2)$$

где  $L_{\text{melting}}$  – теплота плавления единицы объёма,  $s$  – положение границы фазового перхода. Граничным условием со свободной стороны будет непрерывность потока энергии

$$P_{\text{surf}} = \chi \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} = P_{\text{in}} - \alpha \sigma T_{\text{surf}}^4 - L_{\text{vap}}(T_{\text{surf}}) \dot{m}(T_{\text{surf}}), \quad (3)$$

где  $L_{\text{vap}}$  – теплота испарения,  $\sigma$  – постоянная Стефана,  $\alpha$  – коэффициент черноты. Вообще говоря, коэффициент черноты, как и многие другие параметры, зависит от сорта нагрузки. А именно происходит адсорбция элементов из плазмы, сильно влияющая на коэффициент черноты. Но важно, что этот вклад не имеет существенного влияния на процессы теплопереноса при достаточно больших потоках мощности. Последнее

условие взято произвольно в виде постоянной температуры на некоторой глубине

$$T(x_{\max}, t) = T(x_{\max}, 0) \quad (4)$$

и при достаточной толщине рассчитываемого слоя слабо влияет на процессы.

Скорость испарения была вычислена по формуле Кнудсена – Ленгмюра

$$\dot{m} = P(T) \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}}, \quad (5)$$

написанной в предположении испарения в вакуум. Что не всегда верно для нагрева плазмой, но хорошо соответствует испарению под лазером или электронным пучком.

### Параметры вольфрама

Измерение теплофизических характеристик тугоплавких металлов – достаточно сложная задача. Поэтому во многих справочниках и статьях приведена ориентировочная или теоретически предсказанная зависимость с оценкой точности в 10% и менее. Отдельной задачей было найти информацию о них. Теплопроводность и теплоёмкость твёрдого вольфрама взяты из работы [12]. Теплопроводность жидкого оценена из работ [13], [14], [15]. Достоверных измерений для температуры выше 5000К не было найдено, и потому данные экстраполировались до 8000К.

Теплоёмкость жидкого вольфрама была взята из работы [16], где она получена теоретически и соотнесена с другими теоретически предсказанными и проверенными материалами. Предполагается постоянной на всём промежутке температур.

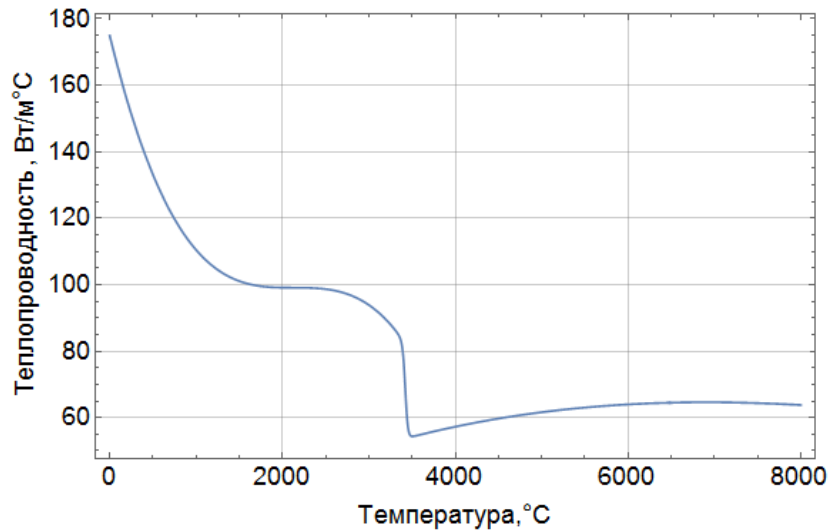


Рисунок 1. Теплопроводность вольфрама в зависимости от температуры по имеющимся источникам.

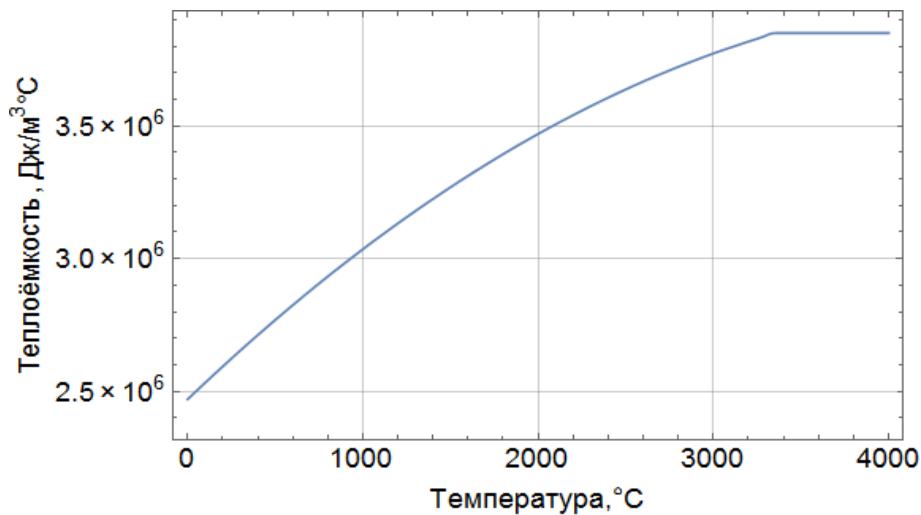


Рисунок 2. Теплоёмкость вольфрама в зависимости от температуры по имеющимся данным.

Все параметры были положены не зависящими от координаты. Это значит, что пока не было сделано попыток описать изменение теплопроводности в результате адсорбции, растрескивания, а также кипения. Возможно, это будет сделано в дальнейшем. Коэффициент черноты взят из [12]. Скрытая теплота испарения была взята в виде

$$L(T) = L_0 * \left( \frac{T - T_k}{T_0 - T_k} \right)^{0.38}, \quad (6)$$



где  $L_0$  – значение при произвольной температуре  $T_0$ , для удобства взято при комнатной температуре. Эта эмпирическая зависимость была предложена Ватсоном [17] и хорошо выполняется для многих веществ.

Зависимость давления насыщенных паров от температуры была взята из [12]. Эту зависимость пришлось также экстраполировать на 2000К вне области экспериментального получения, хотя известно, что зависимости именно такого вида характеризуют давление насыщенных паров [18].

### Численная реализация

Для решения этой системы уравнений было решено использовать численное моделирование. Аналитическое решение с коэффициентами, сложным образом зависящими от температуры, получить проблематично из-за нелинейности как уравнения, так и граничных условий. Упрощение же системы приводит к неточности в определении температуры поверхности, что сильно меняет интенсивность процесса испарения. Явная схема требует больших вычислительных ресурсов для устойчивости решения. Такой путь не подходит, поскольку хочется иметь возможность в дальнейшем использовать её быстро, в пределах нескольких минут получая решение для использования на установке между выстрелами. Для тех же целей задача была ограничена условием сохранения линейности по времени для возможности расчёта методом прогонки. Разностная схема с постоянными шагом сетки по пространственной координате не допускает простого учёта фазового перехода. Движение же границы из-за испарения создаёт проблемы с перерасчётом точек при неравномерном шаге сетки. Поэтому были предложены и реализованы несколько способов учёта фазового перехода. Первый — добавление в теплоёмкость размазанной скрытой теплоты плавления. Такой способ хорош простотой и производительностью, но не вполне соответствует реальности в

окрестности фазового перехода. Это мало влияет на процессы при высоких плотностях потока энергии, когда точка фазового перехода уходит вглубь, но сильно в случае медленного нагрева поверхности в окрестности температуры плавления на ширину размазывания. Вторым способом была идея считать без вклада фазового перехода, но производить вычитание или прибавление между шагами энергии фазового перехода из внутренней энергии ячейки, пока она полностью не расплавится или застынет. Такой способ позволяет уменьшить температурный интервал несоответствия уравнений математической модели, а стабильность обеспечивается за счёт использования неявной схемы на каждом шаге. Но этот способ приводит к неестественному перераспределению энергии в толще, создавая не соответствующую физическому процессу поличку в окрестности реальной точки плавления. В разработке находится схема с учётом плавления в соответствии с задачей Стефана в неявном виде, но для получения представленных результатов была использована модель со смазанным фазовым переходом.

Таким образом, разностные уравнения, аналогичные (1), (3), (4), в толще вне фазового перехода записываются в виде

$$C(T_m^{n-1}) \frac{T_m^n - T_m^{n-1}}{dt} = \chi(T_m^{n-1}) \frac{T_{m-1}^n + T_{m+1}^n - 2T_m^n}{h^2} + \frac{\partial \chi}{\partial T}(T_m^{n-1}) * \left( \frac{T_{m+1}^{n-1} - T_{m-1}^{n-1}}{2h} \right) + P_{in}. \quad (7)$$

Уравнение на границе моделирования в глубине материала

$$T_{m_{max}}^n = T_0, \quad (8)$$

а на свободной границе записывается в виде

$$\chi \left( \frac{T_1^{n-1} + T_2^{n-1}}{2} \right) * \left( \frac{T_1^n - T_2^n}{h} \right) = P_{surf}(T_{surf}^{n-1}) + \frac{\partial P_{surf}}{\partial T_{surf}}(T_{surf}^{n-1}) * (T_{surf}^n - T_{surf}^{n-1}) - \frac{hC(T_1^{n-1})}{dt} (T_1^n - T_1^{n-1}) \quad (9)$$

с обозначениями

$$P_{\text{surf}}(T) = P_{\text{insurf}} - \sigma T^4 - L(T)\dot{m}(T), \quad (10)$$

$$T_{\text{surf}}^n = T_1^n + (T_1^n - T_2^n) \frac{1-\beta^n}{2-\beta^n}, \quad (11)$$

где  $\beta$  – доля испарившегося материала в первой ячейке. Такой вид выбран для подавления пульсаций мощности излучения с поверхности, возникающих при перенумерации ячеек в результате полного испарения очередной.

Интересным и не имеющим пока окончательного ответа является вопрос вида поступающей мощности  $P_{\text{in}}(x)$ ,  $P_{\text{insurf}}$ . Для разных способов нагрева экранирование на испарившемся слое вещества будет различным из-за различия во взаимодействиях, и в связи с этим будет различаться доля не дошедшей до поверхности энергии при равном потоке энергии. Далее будет показано, что разные способы нагрева имеют различия, которые необходимо учитывать.

#### Торможение электронного пучка

При торможении электронов с энергией до МэВ она выделяется преимущественно на ионизацию и возбуждение ионов. Интенсивность процесса в пересчёте на один ион слабо зависит от плотности вещества, и можно использовать данные из справочников, не обращая внимание на состояние вещества [9]. Энергия расходуется на ионизацию и испускание электронов с меньшей энергией. Соответственно длина пробега у них меньше. При толщине слоя, превышающей длину свободного пробега изначального электрона, высвободившиеся электроны уже не достигнут поверхности. Поскольку при испарении плотность материала становится меньше на несколько порядков (4 и более в зависимости от температуры), а теплопроводность на метр длины сохраняет порядок, то можно пренебречь

передачей энергии частицами. При достаточно тонком слое пар остаётся прозрачным для излучения и стенки достигает не более половины энергии. Если же среда не прозрачна, то излучение попадает на стенку только с слоя пробега излучения. Таким образом, благодаря испарившемуся материалу может быть остановлено не более того количества энергии, что было бы поглощено в соответствующем слое твёрдого материала. Некоторые выводы можно сделать в упрощённой модели. Будем далее считать, что у нас не доходит вся энергия, поглощённая испарившимся материалом. Это позволяет нам говорить о области параметров, где экранирование слабо, но не даёт точного ответа, где наступает существенный эффект. Сделанные предположения позволяют написать вид поступающей из пучка энергии на единицу площади от параметров поверхности и получить некоторые ответы. Известно, что плотность мощности имеет один порядок по глубине в пределах длины пробега электронов [19], и поэтому при малой по сравнению с длиной пробега толщине пара доходит значительная (~1) часть поступающей энергии.

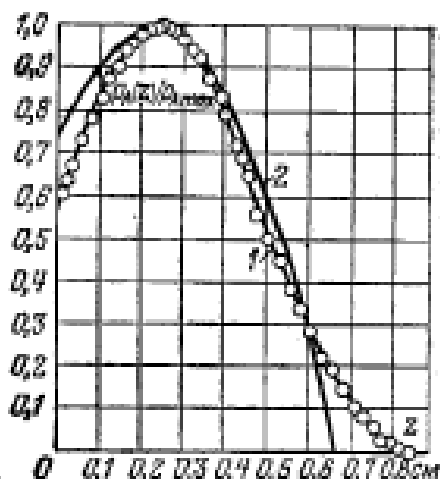


Рисунок 3. Объёмная выделяющаяся мощность от глубины в полиэтилене для пучка 1.5 МэВ, высота в долях от максимальной.

Так же приведен полином  $y = 1 - \frac{9}{4} \left( \frac{x}{x_{max}} - \frac{1}{3} \right)^2$ , описывающий распределение приближённо [19].

Также важным свойством электронного пучка является то, что независимо от энергии (в широком диапазоне от 10кэВ до нескольких МэВ [19]) часть электронов отражается обратно, унося с собой энергию. И доля этой энергии зависит от угла падения и вещества, из которого состоит материал. Далее в расчётах будет указываться и подразумеваться именно мощность за вычетом отражённой.

### Торможение плазменного потока

В плазме есть помимо электронов есть ионы. При этом основная энергия потока в плазме современных моделирующих установок содержится в ионах. Это приводит к тому, что глубина проникновения тепла и температура поверхности будет иной при таком же энергосодержании набегающего потока. В работе [20] рассмотрены различные модели экранирования и показано, что различные модели экранирования приводят к одинаковым результатам. В одной из рассмотренных моделей полагалась постоянная мощность, рассеиваемая на одном атоме. Это соответствует постоянному по координате выделению энергии. Толщина экранирующего слоя была в таком приближении рассмотрена в диапазоне от нескольких нанометров до 1 мкм. Было также показано, что длина пробега слабо влияет на ход процесса. По этой причине для простоты кода было принято, что выделяется  $10^{17}$  Вт/м<sup>3</sup> во внешних слоях материала.

## Расчёты

### Расчёт единичного нагрева

С помощью написанной программы были проведены расчёты для различных времён и мощностей, а также различных видов экранирования. На выходе мы получаем информацию о временном ходе мощности, уносимой с поверхности (и поступающей для сравнения), и можем выводить на график долю энергии, рассеянной паром. Также можно наблюдать временной ход температуры поверхности, глубины проплавленного и испарившегося слоёв материала. Можно смотреть распределение температуры по глубине в различные моменты времени.

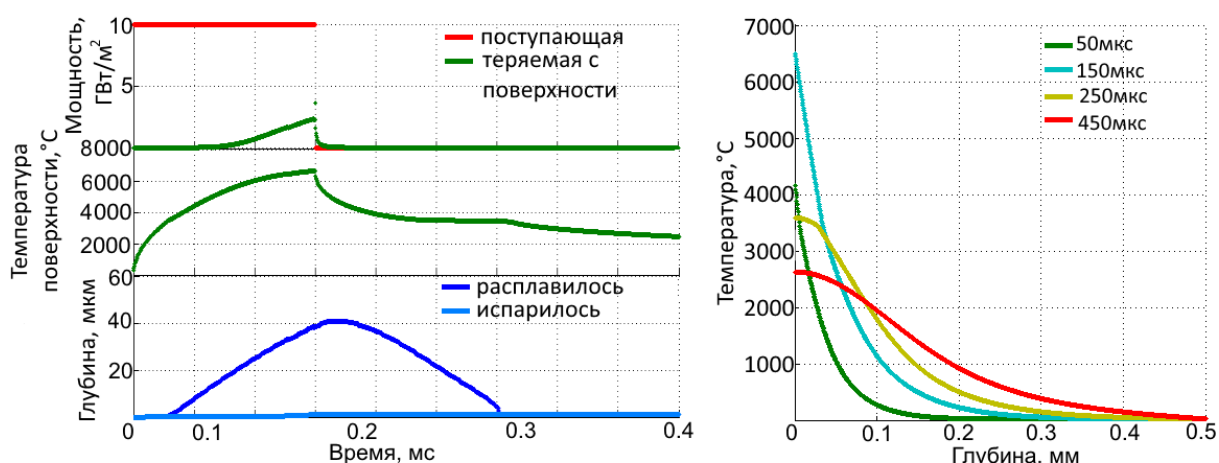


Рисунок 4. Типичные выходные данные расчёта: зависимость поступающей на поверхность и теряемой с неё мощности на единицу площади поверхности от времени, зависимость температуры поверхности от времени, зависимость толщины расплавленного и испарившегося слоя материала от времени и зависимость температуры от глубины в различные моменты времени. Пучок мощностью 10ГВт/м<sup>2</sup> и длительностью 150мкс.

Выделение энергии поверхностное.

На приведённом наборе графиков (рисунок 5) можно видеть особенности вблизи фазового перехода, а также то, что мощность на испарение достигла заметной доли поступающей только к 80мкс, температура ещё продолжает расти.

### Сравнение облучения плазмой и электронным пучком

Было проведено моделирование для различных энергий электронов с выключенным экранированием и рассчитано время, за которое испарится слой, соответствующий глубине поглощения. В реальных установках нагрев происходит локально, часть этого пара разлетится, но приведённые расчёты позволяют судить о временах, когда экранирование ещё не наступает. Также было посчитано соответствующее время для ионов плазмы.

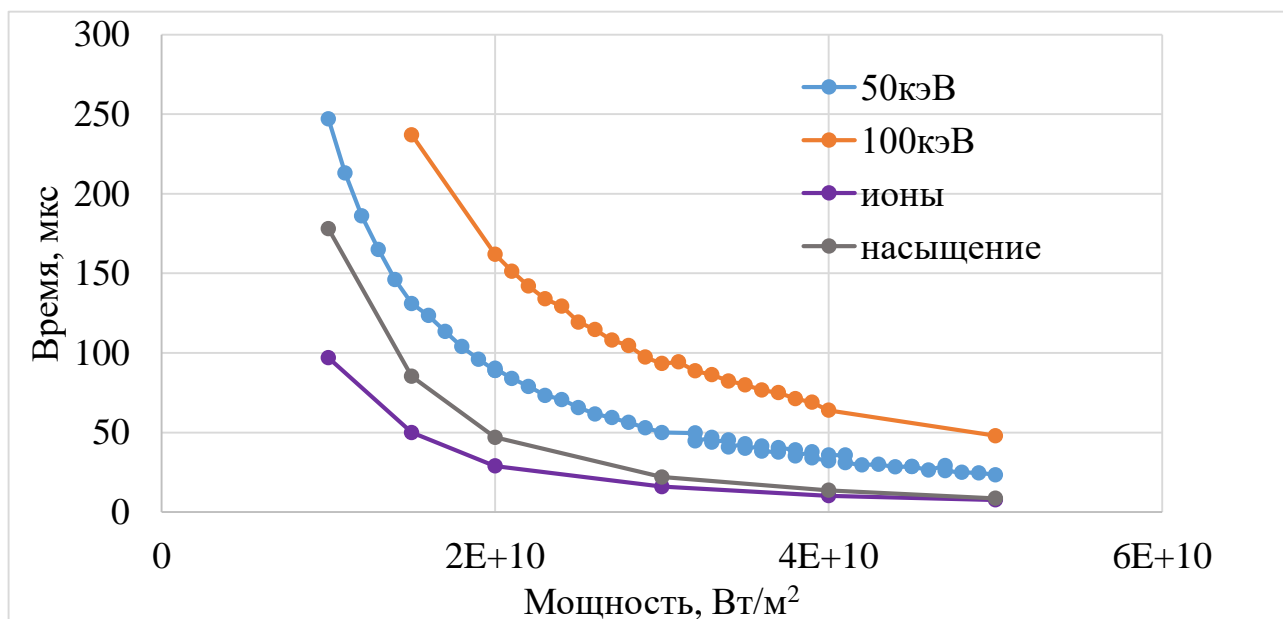


Рисунок 5. Время испарения слоя экранирования с выключенным учётом торможения на паре в зависимости от энергии для электронов и ионов. А так же кривая, характеризующая насыщение.

Интересной особенностью оказалось различие времени в несколько раз как между ионами и электронами 50кэВ, так и между 50кэВ и 100кэВ. Замечательно это потому, что длина пробега иона меньше таковой электрона на несколько порядков, в то время как длина пробега от энергии зависит степенным образом, и увеличение энергии в 2 раза только в 3 раза увеличивает пробег.

Для объяснения эффекта были изучены внимательней результаты и обнаружено, что температура поверхности выходит на постоянное значение, при котором мощность, уходящая на испарение, становится сравнима с поступающей. Время насыщения разделяет времена экранирования одного и другого случая. А это значит, что процессы идут различным образом.

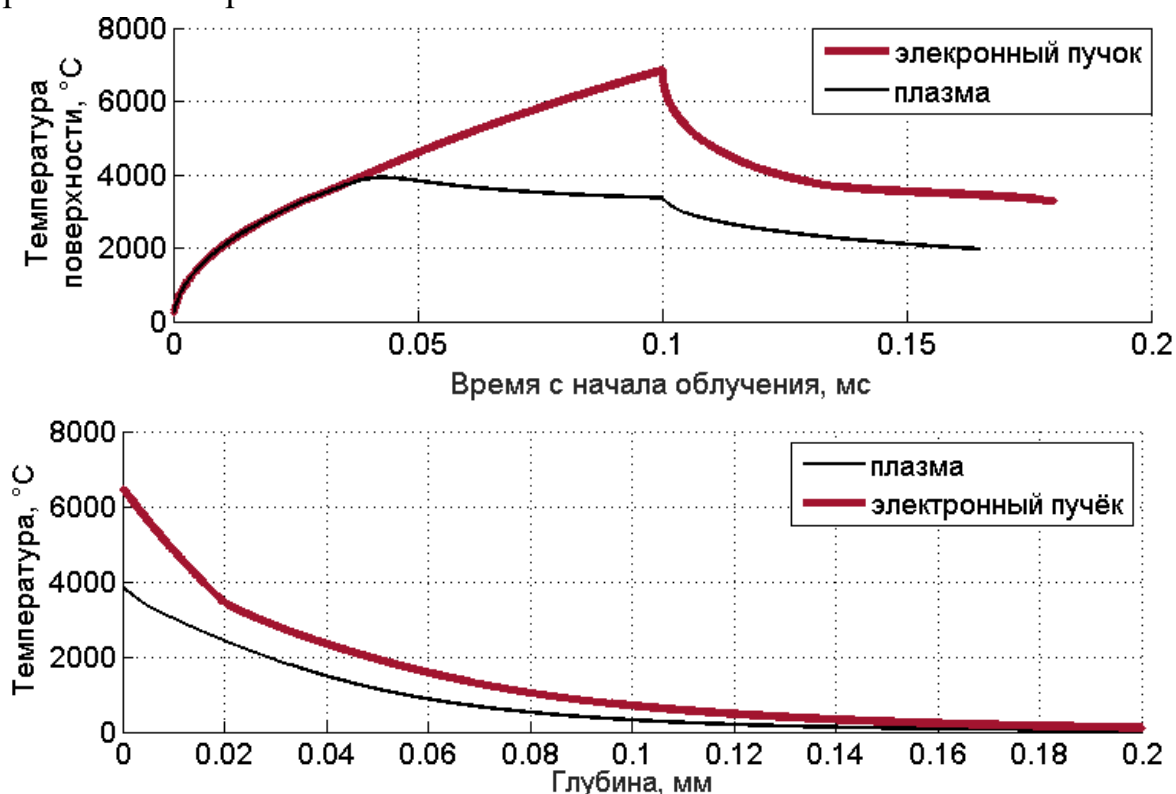


Рисунок 6. температуры поверхности от времени и распределения температуры в момент максимального прогрева поверхности по глубине. Расчитано при эквивалентной изначально передаваемой мощности нагрева  $10 \text{ ГВт/м}^2$  и времени 100 мкс.



Для проверки результатов были посчитаны также времена, за которые испаряется 30% поглощающего слоя с учётом глубинного нагрева и экранирования. Качественно картины совпадают.

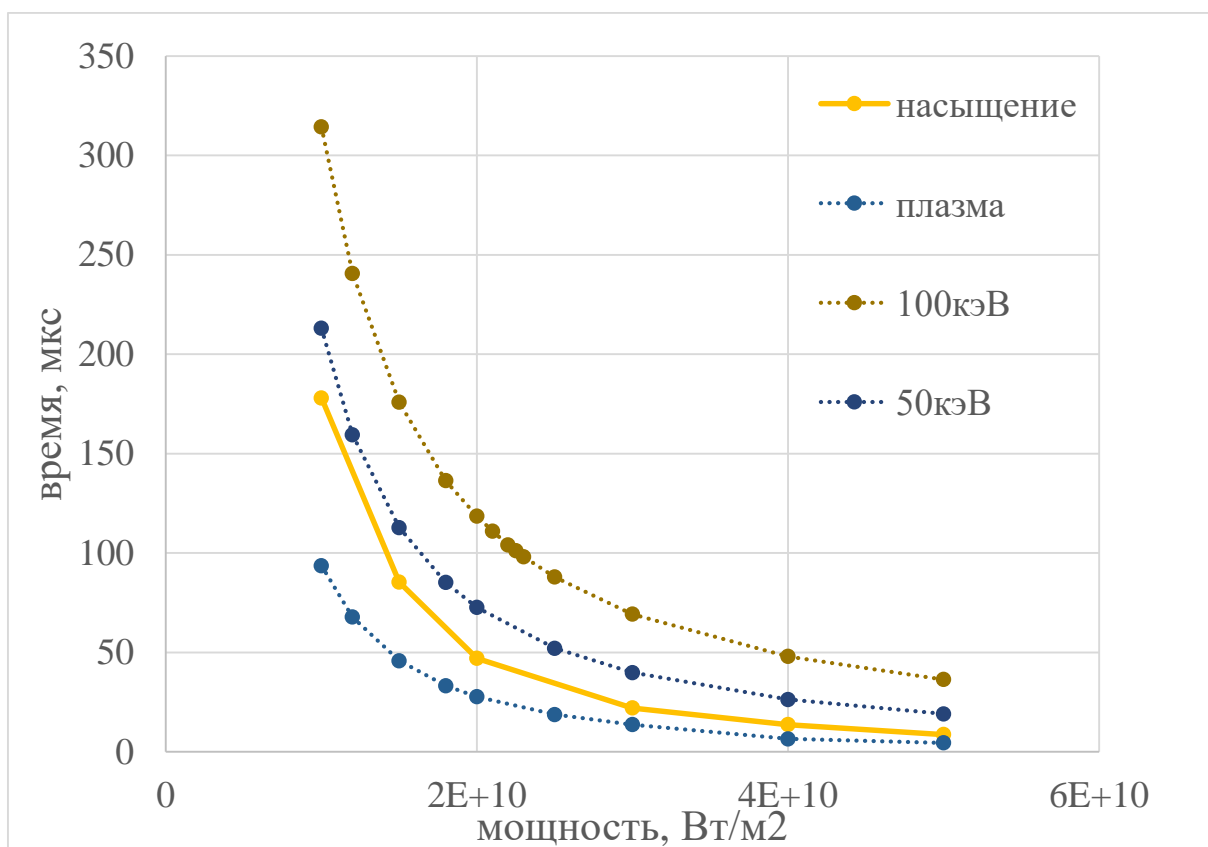


Рисунок 7. Время испарения слоя толщиной 0.3 длины пробега электронов 50 и 100 кэВ, ионного пучка, а также прежняя оценка времени насыщения.

### Перегрев под поверхностью

Кроме того, наглядно нарисованная кривая ставит вопрос, что же происходит в то время, пока температура поверхности стабилизировалась, но испарившийся слой недостаточен для экранирования. Так как разогрев происходит по некоторому объёму, то понятно, что температура в этом объёме окажется выше, чем на его границах. Превышение температуры можно оценить следующим образом. Пускай поступающая поверхностная

энергия выделяется равномерно по длине пробега. Тогда по наступлению насыщения мы можем положить  $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ , поскольку скорость движения границы невелика ( $\sim \text{см/с}$ ) по сравнению с температуропроводностью, делённой на длину пробега ( $\sim \text{м/с}$ ). Тогда, пренебрегая изменениями теплопроводности, неоднородностью прогрева по координате и движением системы координат относительно лабораторной, можно записать

$$0 = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{P_{\text{surf}}}{\lambda}, \quad (12)$$

$$T(x) = b + ax - \frac{P_{\text{surf}} x^2}{2\lambda}. \quad (13)$$

Откуда мы получаем оценку

$$\Delta T = \frac{P_{\text{surf}} \lambda}{8\chi} = 2P\lambda \left[ \text{К}, \frac{\text{ГВт}}{\text{м}^2}, \text{мкм} \right]. \quad (14)$$

Превышение же на  $\sim 500\text{К}$  приводит к удвоению давления насыщенных паров. Как видно из этой оценки, а также из проводившихся специально для этого расчётов, превышение температуры оказывается велико.

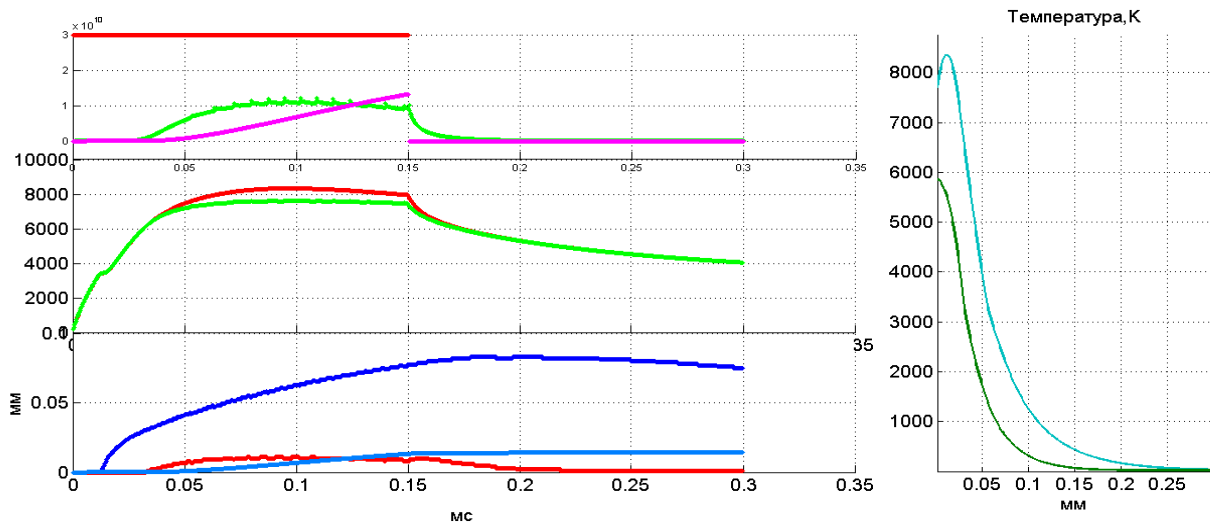


Рисунок 8. Решение с учётом объёмного разогревания

( $30 \frac{\text{ГВт}}{\text{м}^2}$ , 150КэВ, 150мкс, параметры пока не достижимы на

ГОЛ-3, но хорошо иллюстрируют эффекты).

На графике 8 видно, что температура поверхности стабилизируется, в то время, как температура в глубине продолжает расти. Разница температуры в глубине и на поверхности составляет около  $800^{\circ}\text{C}$ , что качественно согласуется с оценкой (14) ( $1250^{\circ}\text{C}$  с учётом экранирования на момент сравнения,  $1800^{\circ}\text{C}$  без учёта испарившегося к этому моменту слоя). Количественная разница объясняется тем, что только максимум температуры смещён к поверхности, поскольку поток энергии внутрь больше потока с поверхности, и потому превышение над температурой поверхности меньше.

Для реализации такого поведения необходима высокая чистота материала, при которой центров парообразования будет недостаточно. Если же в вольфраме будут присутствовать примеси, то при уходе максимума температуры в глубину он должен закипеть. Корректный учёт кипения планируется в дальнейшем. Предварительно ожидается, что это будет приводить к повышению эффективной скорости испарения за счёт интенсивного нагрева капель, лишённых связи с материалом, а также ускорению разрушения материала, выравниванию температуры кипящего слоя по глубине.

## **Итоги**

Был проведён анализ литературы для нахождения параметров вольфрама, влияющих на теплоперенос. Была написана программа для моделирования разогрева вольфрама с учётом зависимости от температуры теплопроводности и теплоёмкости. Найдены длительности и мощности пучка, при которых экранирование становится существенным. Обнаружена качественная разница максимальной температуры между нагревом электронным и ионным пучком. Результаты моделирования позволяют говорить о том, что стенд плазменного материаловедения работает преимущественно в зоне несущественного парового экранирования. Предложен механизм образования капель, который возможно проверить при модернизации стенда либо замене вольфрама на более легкоплавкий металл.

## Список литературы

- [1] S. Carpentier-Chouchana et al., «Status of the ITER full-tungsten divertor shaping and heat load distribution analysis» *Physica Scripta*, 2014.
- [2] Y. Shi et al., «Boiling induced macroscopic erosion of plasma facing components in fusion» *Fusion Engineering and Design*, p. 155–162, 2011.
- [3] Akira Hasegawa et al., «Neutron Irradiation Behavior of Tungsten» *Materials Transactions*, pp. 466-471, 2013.
- [4] H. Skinner et al., «Hydrogenic Retention In Iter’s Plasma-Facing Materials» *Fusion Science And Technology*, 2008.
- [5] N.J. Dutta et al., «Damage studies on tungsten due to helium ion irradiation» *Journal of Nuclear Materials*, p. 51–56, 2014.
- [6] A Huber et al., «Investigation of the impact of transient heat loads applied by laser irradiation on ITER-grade tungsten» *Physica Scripta*, 2014.
- [7] V.M. Safronov et al., «Investigation of erosion mechanisms and erosion products in tungsten targets exposed to plasma heat loads relevant to ELMS and mitigated disruptions in ITER» *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics (14)*, pp. 52-54, 2008.
- [8] A. Huber et al., «Investigation of the impact on tungsten of transient heat loads induced by laser irradiation, electron beams and plasma guns» *Fusion Science and Technology*, pp. 197-200, 2013.
- [9] «тормозная способность электронов и позитронов» Энергоатомиздат, Москва, 1987.

- [10] S.Putvinski, «Runaway Electrons in Tokamaks» *IAEA TCM*, Austin, 2011.
- [11] A.D. Rakhel et al., «On the Critical Point of Tungsten» *International Journal of Thermophysics*, 2002.
- [12] «ITER MATERIAL PROPERTIES HANDBOOK».
- [13] C.Y. Ho et al., «thermal conductivity of elements,» 1972.
- [14] G. Pottlacher, «Thermal conductivity of pulse-heated liquid metals at melting and in the liquid phase» *Journal of Non-Crystalline Solids*, 1999.
- [15] С. Г. Талуц, «Экспериментальное исследование теплофизических свойств переходных металлов и сплавов на основе железа при высоких температурах» Екатеринбург, 2001.
- [16] W. Malcolm et al., «NIST-JANAF thermochemical tables fourth edition» *Journal of Physical and Chemical Reference Data*.
- [17] К. М. Watson, «Thermodynamics of the Liquid State» *Industrial And Engineering Chemistry*, p. 398–406, 1943.
- [18] Д. В. Сивухин, «Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика т2».
- [19] З. Шиллер и др., «Электронно-лучевая технология» Энергия, Москва, 1980.
- [20] D.I. Skovorodin et al., «Vapor shielding models and the energy absorbed by divertor targets during transient events» *Physics of Plasmas*, 2016.